



Fission des noyaux lourds et superfluidité nucléaire

C. Signarbieux

► To cite this version:

C. Signarbieux. Fission des noyaux lourds et superfluidité nucléaire. École thématique. Ecole Joliot Curie "Au-delà du champ moyen.", Maubuisson, (France), du 14-18 septembre 1987: 6ème session, 1987. cel-00645410

HAL Id: cel-00645410

<https://cel.hal.science/cel-00645410>

Submitted on 28 Nov 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

FISSION DES NOYAUX LOURDS ET SUPERFLUIDITE NUCLEAIRE

C. Signarbieux

FISSION DES NOYAUX LOURDS ET SUPERFLUIDITE NUCLEAIRE

Claude SIGNARBIEUX

Département de Physique Nucléaire de Saclay

Résumé : La fission induite à basse énergie des noyaux lourds pair-pair a été souvent décrite dans la littérature comme un processus superfluide. Les raisons expérimentales et théoriques qui avaient conduit à cette description sont passées en revue. De nouveaux résultats expérimentaux plus spécifiques sont présentés qui sont, au contraire, en faveur d'une perte totale de la superfluidité au cours du processus.

Abstract : The low energy induced fission of even-even heavy nuclei has often been described in the literature as being a superfluid process. The theoretical and experimental grounds which have led to a such description are reviewed. More specific experimental data recently obtained are presented, which are, on the contrary, in favour of a complete loss of superfluidity during the process.

Introduction

Une des tâches de la physique nucléaire d'aujourd'hui est d'explorer les propriétés dynamiques des noyaux et plus généralement de la matière nucléaire. Les collisions noyau-noyau sont a priori la voie royale pour créer des systèmes nucléaires profondément perturbés et d'étudier leur relaxation. L'affaire s'est révélée extrêmement complexe et il n'est pas inutile de revenir sur un processus nucléaire connu depuis fort longtemps (bientôt 50 ans), la fission des noyaux lourds, qui implique lui aussi un profond réarrangement de la matière nucléaire et dans lequel la problématique des échanges d'énergie entre les différents degrés de liberté du système est clairement posée. Le but de ce séminaire est de faire le point sur ce que nous avons appris jusqu'à présent sur le sujet.

Dans la première partie, j'exposerai en toute généralité la problématique de la dynamique de la fission. Dans une seconde partie, j'expliquerai un certain nombre de spécificités de la fission des actinides pair-pair et montrerai les raisons théoriques et expérimentales qui avaient conduit à l'idée que la dynamique du processus pourrait être essentiellement superfluide. Dans une dernière partie, j'exposerai les résultats d'expériences récentes spécialement conçues pour tester la préservation de la superfluidité et montrerai qu'ils sont, au contraire, en faveur d'une perte totale de la superfluidité.

I - Problématique de la dynamique du processus de fission

La fission est une instabilité des noyaux à l'égard de leur déformation. Cette instabilité a été bien expliquée, dès la découverte du phénomène, avec le modèle classique de la "goutte liquide, incompressible et uniformément chargée" : en effet la variation de l'énergie potentielle d'une telle goutte en fonction de son élongation ne dépend que de deux termes :

- une énergie de surface $\sim E_s$ - correspondant à la non-saturation en surface des forces attractives (\equiv tension superficielle) qui croît donc constamment avec l'élongation ;
- une énergie coulombienne $\sim E_c$ - correspondant à la distribution des charges dans le volume, qui donc diminue constamment avec l'élongation.

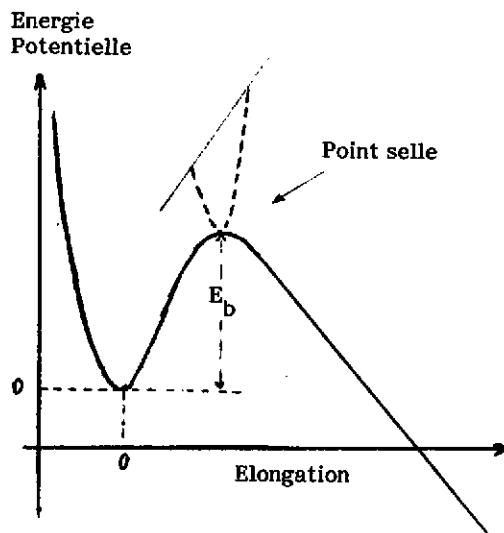


Fig. 1 - Barrière de potentiel de la goutte liquide.

Pour les "noyaux" les plus légers, l'augmentation de E_s l'emporte toujours sur la diminution de E_c : d'où la stabilité de ces noyaux ("enfermés" dans un puits de potentiel de déformation).

Pour les "noyaux" les plus lourds, il existe une déformation critique dite "de point selle" au-delà de laquelle la diminution de E_c l'emporte sur l'augmentation de E_s : fig. 1. D'où l'existence d'une barrière de fission qui peut être franchie classiquement si l'énergie totale est supérieure à la "hauteur" de la barrière (bien sûr, pour les noyaux réels le franchissement de la barrière est un problème quantique).

Quand la "masse des noyaux" augmente la hauteur de la barrière diminue jusqu'à devenir nulle, au quel cas l'édifice nucléaire ne peut plus exister.

La fission est donc un mode de désintégration des noyaux composés lourds en compétition avec les autres modes que sont l'émission de particules ou de gammas, mais contrairement à ces modes qui sont des transitions quantiques, la fission doit être envisagée comme un processus : le mot n'est pas gratuit il sous-entend une évolution continue au cours du temps dans l'espace de ses configurations (d'où les notions de chemins de fission, de mouvement vers la scission, de temps de fission).

Dans ce mouvement vers la scission, la variation de l'énergie potentielle entraîne évidemment une variation égale de l'"énergie libre" du noyau (de l'énergie d'excitation si l'on veut).

La figure 2 montre le cas d'une fission induite juste au-dessus de la barrière : pour franchir la barrière le noyau doit "se refroidir", puis, au-delà, dans la "descente" vers la scission, son énergie libre va croître constam-

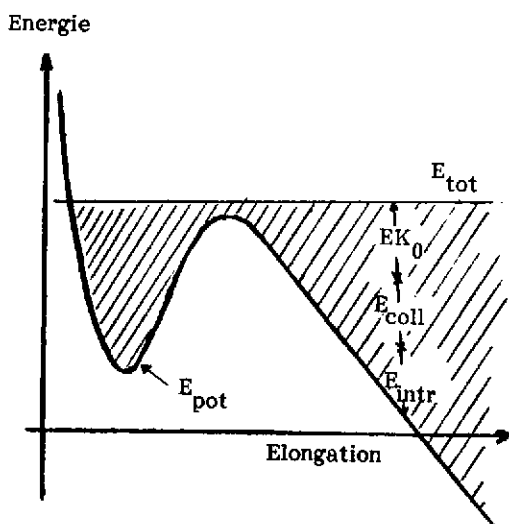


Fig. 2 - Zone hachurée : Energie "libre".

ment. Le problème est de savoir dans quels degrés de liberté cette énergie libre va se distribuer. Dans le cas d'une goutte de matière non visqueuse et irrotationnelle, le seul degré de liberté est l'élongation donc l'énergie va se trouver engagée en énergie cinétique E_{K_0} et à la scission, les deux fragments seront animés d'une vitesse de séparation importante. Dans le cas général, cette énergie E_{K_0} peut éventuellement être dissipée soit en énergie collective E_{coll} dans des modes collectifs "transverses", soit en chaleur E_{intr} .

La tâche de de l'expérimentateur est claire ; il s'agit :

- d'une part de connaître les conditions initiales du processus : l'endroit le plus judicieux est évidemment le point selle puisque c'est là où l'espace de phase du système est le plus restreint ;
- d'autre part d'extraire les valeurs des termes d'énergie E_{K_0} , E_{coll} et E_{intr} à partir des propriétés des fragments à l'instant de la scission. Notons ici que le problème ne sera pas inambigu puisque ces propriétés sont en fait mesurées sur des fragments "à l'infini", c'est-à-dire après leur répulsion coulombienne mutuelle et leur désexcitation prompte par neutrons et gammas.

Abandonnons maintenant le modèle de la goutte liquide pour envisager le problème de la dissipation d'un mouvement collectif de grande amplitude dans le cas d'une goutte nucléaire quantique.

a) - Dissipation du mouvement collectif en excitations intrinsèques.

Les idées de base ont été introduites en physique en 1932 par LANDAU¹ et ZENER² pour traiter la dégénérescence des niveaux d'énergie des électrons d'un atome en présence d'un autre atome. Elles ont été appliquées par HILL et WHEELER³ dès 1953 au problème de la fission et constituent actuellement le cadre de la problématique de la dissipation d'énergie dans les collisions noyau-noyau (voir par exemple NOREMBERG⁴). Il s'agit du **problème de croisement des niveaux d'énergie de particules individuelles dans un champ moyen en déformation**. Ces états sont obtenus comme états propres de l'hamiltonien non perturbé du système dans un potentiel moyen dont la déformation est paramétrisée par un certain nombre de paramètres continus. Le point essentiel à noter est que pour les déformations ayant au moins une symétrie, ces niveaux se croisent³. Sur la figure 3 est schématisé un tel croisement de niveau.

- lorsque la vitesse collective est très petite, le nucléon est capable d'ajuster sa fonction d'onde adiabatiquement, autrement dit s'il occupe avant croisement le niveau le plus bas, il occupera après croisement le niveau le plus bas. Dans l'hypothèse adiabatique on peut alors diagonaliser l'hamiltonien perturbé et obtenir une nouvelle base d'états qualifiée donc d'états adiabatiques (c'est-à-dire

sans croisement de niveaux).

- à l'autre extrême, lorsque la vitesse collective est très grande, le nucléon conserve son état initial ; dans la base des états adiabatiques, (qui constitue en fait la référence pour l'excitation) il y a eu création d'une particule-un trou, il y a eu promotion de l'énergie d'excitation du système par, en quelque sorte, une transition sans radiation ("radiationless transition").

- dans le cas d'une vitesse collective intermédiaire, il faut évidemment tenir compte à la

fois de la force de l'interaction résiduelle et de la valeur de l'énergie collective pour calculer les probabilités respectives pour le nucléon de rester sur le même niveau ou de glisser sur l'autre.

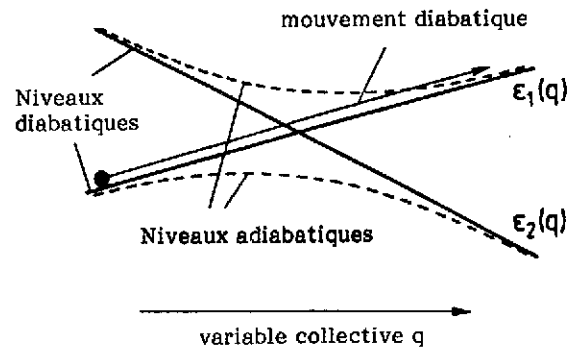


Fig. 3 - Schéma de croisement de niveaux de particules individuelles.

b) - Topographie de la surface d'énergie potentielle adiabatique d'un actinide.

Comme il a été dit plus haut, à chaque état intrinsèque du noyau défini par un certain remplissage des couches, correspond une surface d'énergie potentielle adiabatique. Sur la figure 4 est montrée dans deux représentations différentes la surface d'énergie potentielle de l'état fondamental du Pu^{240} obtenu par BERGER et coll.⁵ dans un calcul HFB dépendant de la densité. Les déformations du noyau sont paramétrisées par les opérateurs multipolaires Q_{20} , Q_{30} , Q_{40} représentant respectivement l'élongation, l'asymétrie en masse, la striction.

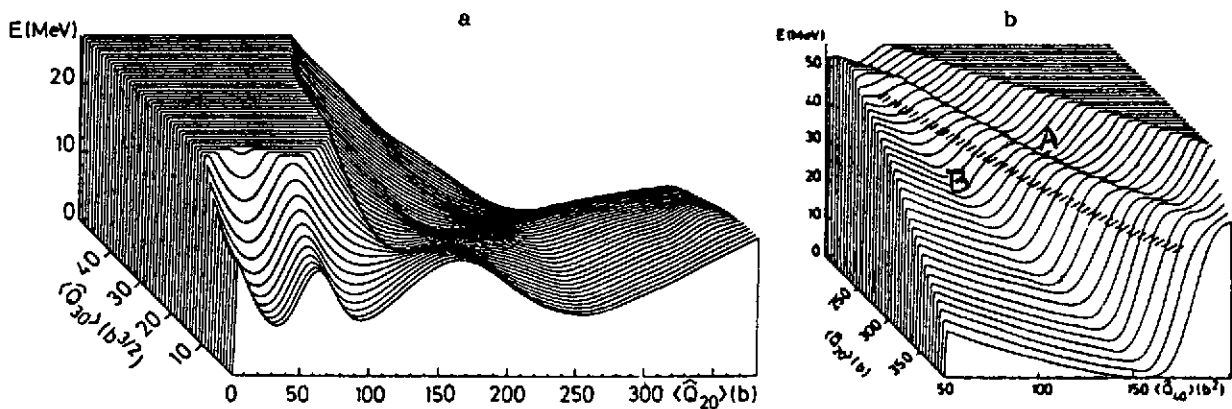


Fig. 4 - Surface d'énergie potentielle de l'état fondamental du Pu^{240} en fonction :

a - de l'élongation $\langle Q_{20} \rangle$ et de l'asymétrie de masse $\langle Q_{30} \rangle$

b - de l'élongation $\langle Q_{20} \rangle$ et de la striction $\langle Q_{40} \rangle$

Dans la représentation élongation-asymétrie en masse - fig. 4a - on peut observer l'influence des effets de couches qui modulent profondément la barrière de fission avec, comme résultats, la création d'un puits secondaire, un deuxième point selle asymétrique, et une vallée de fission asymétrique. Cette influence majeure des effets de couche sur la barrière des actinides a été découvert dès 1967 par STRUTINSKY⁶ qui le premier avait réussi à les introduire d'une façon phénoménologique dans les calculs de goutte liquide. L'existence d'un puits secondaire avait donné alors une explication simple à l'existence d'isomères de fission en les identifiant comme des isomère de forme. Mentionnons aussi que ce sont des calculs du type Strutinsky qui ont prédit que les effets de couches pourraient conduire à l'existence d'une barrière de fission non nulle pour des noyaux superlourds formellement instables dans le modèle de la goutte liquide.

La figure 4b montre la même surface d'énergie potentielle mais dans la représentation élongation-striction (où la contrainte asymétrie en masse a été relaxée). On observe qu'au-delà du deuxième point selle, pour une même élongation et pour une même énergie potentielle, il existe deux types de solution : l'une correspondant au noyau fissionnant étranglé, l'autre à une configuration de deux fragments juxtaposés nucléairement indépendants. La surface présente donc deux vallées approximativement parallèles : la vallée de fission et la vallée des fragments séparés (ou encore "vallée de fusion"), ces deux vallées étant séparées par une barrière de potentiel ("la barrière de scission") qui diminue avec l'élongation jusqu'à s'annuler dans la région dite de l'"exit". L'existence de ces deux vallées, connues depuis longtemps est une propriété de goutte liquide⁷.

Dans la suite de l'exposé, consacré à la fission des actinides pair-pair induite à basse énergie, les propriétés de la surface d'énergie potentielle du fondamental vont évidemment jouer un rôle essentiel.

II - La dynamique de la fission des actinides pair-pair induite à basse énergie : arguments en faveur d'un processus superfluide.

Pour commencer ce chapitre, il est amusant de remarquer que ce sont les corrélations d'appariement des nucléons dans le noyau qui sont indirectement à l'origine de la fameuse réaction en chaîne induite par neutrons lents et par voie de conséquence à l'origine du développement de l'Energie Nucléaire.

En effet sur la base de la goutte liquide (c'est-à-dire sans appariement) tous les isotopes lourds existants sur la Terre ne seraient pas fissiles. Par exemple pour les trois isotopes les plus lourds, ceux de l'uranium, la hauteur de la barrière (de l'ordre de 6 MeV) est supérieure à l'énergie d'excitation des noyaux composés formés par capture neutronique (de l'ordre de 5 MeV) : la fission sous barrière est donc défavorisée par rapport aux autres modes de désexcitation et une section efficace de fission très faible. C'est effectivement le cas des isotopes ^{234}U et ^{238}U qui, par capture neutronique donne des isotopes de A impair. Au contraire le troisième isotope naturel U^{235} donne après capture un isotope pair-pair U^{236} dont l'énergie potentielle est abaissée de δ_n (de l'ordre de 1,2 MeV) ; ce qui revient à dire que son énergie d'excitation est augmentée de δ_n : Pour cet isotope, nous avons affaire à une fission au-dessus de la barrière donc avec une section efficace de fission très grande.

La conclusion est claire : sans U^{235} sur Terre ou sans corrélations d'appariement des nucléons, il n'y aurait pas eu (jamais eu ?) d'Energie Atomique.

Une autre coïncidence heureuse (mais cette fois au bénéfice du physicien) réside dans le fait que δ_n est tel que l'énergie d'excitation du noyau composé U^{236} est inférieure à la hauteur de la barrière de potentiel associée au premier état excité intrinsèque comme cela est schématisé sur la figure 5.

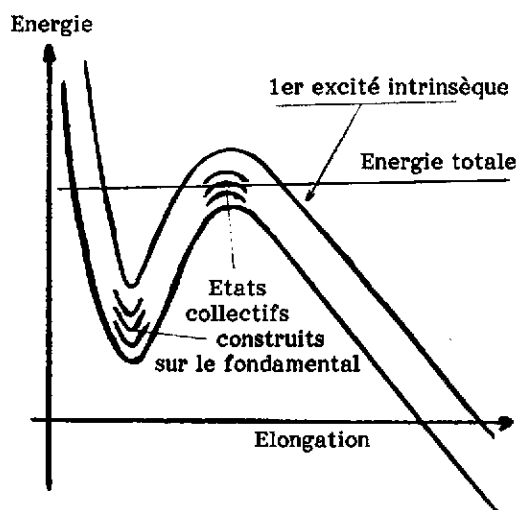


Fig. 5 - Schéma des états de transition dans la fission induite des actinides pair-pair.

Cette particularité de la fission des actinides pair-pair induite par neutrons lents avait été pressentie par A. BOHR dès 1955 et il en avait prédit les conséquences dans sa théorie de "voies de sortie - fission"⁸ : le franchissement du point selle ne peut avoir lieu que via des états collectifs bâtis sur l'état fondamental. Ce sont ces états qualifiés d'"états de transition" qui doivent être considérés comme voies de sortie dans la réaction de fission. Cette conception qui suppose un très petit nombre de voies de sortie était donc radicalement différente de la conception habituelle des voies de sortie caractérisées par l'état quantique de chaque paire de fragments donc en nombre considérable.

L'expérience a complètement confirmé les prédictions de BOHR : il s'agit de l'analyse statistique des propriétés de désexcitation des noyaux composés dans le domaine où les niveaux d'excitation sont bien séparés en énergie (résonances neutroniques). Pour chaque résonance, on détermine les intensités relatives ("largeurs partielles") des différents modes de désexcitation en compétition (diffusion élastique, émission gammas, fission). L'étude de la distribution statistique des largeurs partielles, dans une même famille de niveaux J^π , permet d'obtenir le nombre de degrés de liberté (de voies ouvertes) associés aux différents modes. Les résultats de cette analyse montre qu'effectivement le nombre de voies de sortie pour la fission induite par neutrons s est extrêmement faible⁹. Par exemple le noyau composé Pu^{240} ($Pu^{239} + n$) est formé dans deux états de spin 0^+ et 1^+ , le nombre de voies-fission est respectivement 1 pour l'état 1^+ et 2 pour l'état 0^+ . La pénétrabilité de la barrière associée à chacun de ces trois états de transition peut être calculée : pour la barrière 1^+ , cette pénétrabilité est très faible ce qui signifie que l'énergie d'excitation est très inférieure à la hauteur de la barrière (la voie de fission est dite "partiellement fermée"). Pour les 2 barrières 0^+ l'une des voies est également partiellement fermée alors que l'autre est ouverte (notons toutefois que l'énergie d'excitation n'est que de quelques centaines de keV au-dessus de la barrière⁹).

Dans le cas de U^{236} ($U^{235} + n$), les deux familles $J^\pi = 3^-$ et 4^- ne possèdent chacune qu'une seule barrière, les deux voies d'ailleurs étant partiellement fermées⁹.

Nous voyons donc que la fission des actinides pair-pair induite par neutrons lents offre une opportunité unique : celle de pouvoir étudier l'évolution dynamique du système (dans la descente vers la scission) à partir de conditions initiales (au point selle) particulièrement simples : un état superfluide pratiquement sans vitesse collective. La question se pose donc de savoir dans quelle mesure cette superfluidité initiale pourrait être préservée jusqu'à la scission en deux fragments. Dans l'hypothèse extrême où la superfluidité serait conservée jusque et y compris la scission, on s'attendrait à observer uniquement des fragments pair-pair. Cette prédiction n'est pas réalisée mais elle semblait ne pas être très loin de la vérité : en effet un effet pair-impair très important est observé sur la distribution des charges des fragments. Sur la figure 7 est montrée à titre d'exemple la distribution des charges des fragments dans le cas de la fission induite par neutrons lents de U^{233} et U^{235} .

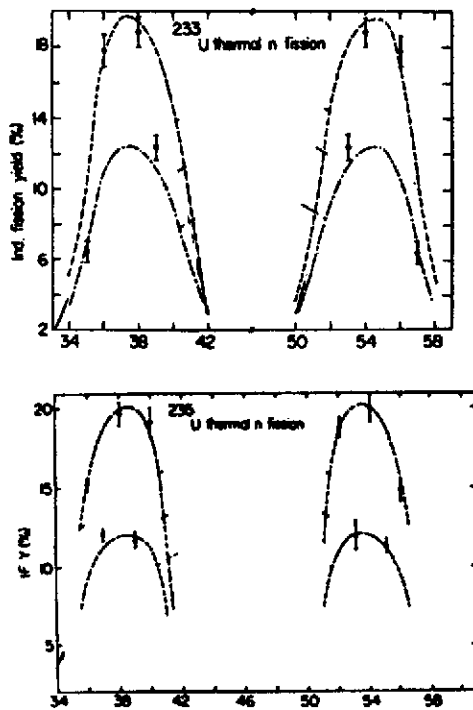


Fig. 6 - Distribution des charges des fragments de fission¹⁰;

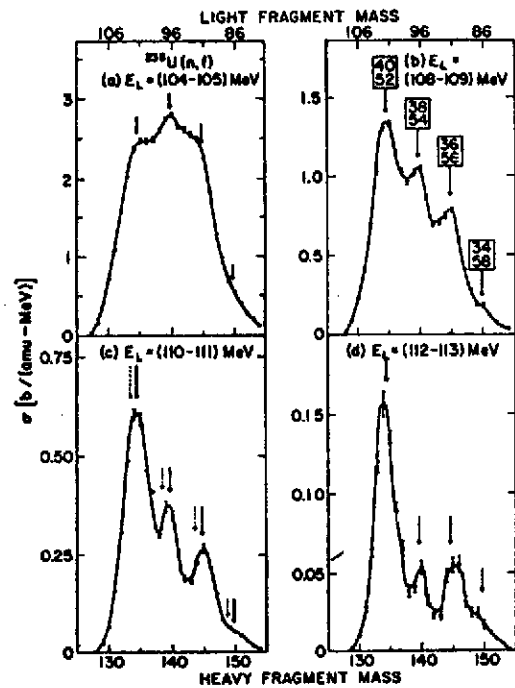


Fig. 7 - Distribution des masses des fragments de fission dans différentes fenêtres d'énergie cinétique E_L du fragment léger¹¹.

Cette "préférence" pour les fragmentations en charges paires était corroborée par l'observation sur les distributions des masses de fragments (masses secondaires du fait de l'évaporation des neutrons prompts) d'oscillations qui devenaient de véritables structures si on sélectionnait les fragments avec des énergies cinétiques de plus en plus élevées (autrement dit avec des énergies d'excitation de plus en plus faibles), ces structures fines étant indubitablement corrélées à des fragmentations pair-pair (fig.8). L'étude systématique des effets pair-impair sur $P(Z)$ et des structures fines sur $P(A)$ avait abouti à l'idée que la superfluidité initiale était très largement préservée dans la descente vers la scission^{12,13}. On pouvait même logiquement admettre qu'elle était totalement préservée jusqu'à l'exit, là où la surface d'énergie potentielle adiabatique (fig. 4b) montre que le che-

min énergétiquement le plus favorable n'est plus l'élongation mais la striction avec une chute de potentiel brutale. La striction devenant alors un processus soudain, il était prévisible que, là, la probabilité de rompre une paire fût grande, essentiellement une paire de neutrons de fait de la polarisation probable des protons¹⁴. Nous montrerons dans la troisième partie que ces conclusions tirées de l'expérience sont remises en cause par des mesures plus spécifiques sur les distributions corrélées $P(A,Z)$ des fragments.

Sur le plan théorique, l'existence d'une grande lacune en énergie ("pairing gap") entre le fondamental et le premier excité intrinsèque des noyaux pair-pair est un bon argument en faveur de l'hypothèse adiabatique sous réserve toutefois que la vitesse collective dans le mode de fission ne dépasse pas la vitesse limite d'adiabacité autrement dit que le mouvement d'élongation reste lent.

Berger et coll.⁵ ont exploré dans le formalisme H.F.B. l'hypothèse d'une dynamique purement collective de la descente du point-selle jusqu'à la scission dans le cas du Pu^{240} . Le résultat le plus remarquable de leurs calculs est l'obtention en fonction de la déformation du tenseur d'inertie associé aux modes collectifs envisagés (élongation, asymétrie de masse, striction) et dans lequel des éléments non-diagonaux importants montrent que le mouvement d'élongation se couple fortement aux autres modes collectifs et par conséquent pourrait rester suffisamment lent pour justifier l'hypothèse adiabatique.

En résumé, des raisons théoriques (l'existence d'un grand "pairing gap"), des calculs théoriques (couplage fort des modes collectifs) et un certain nombre de résultats expérimentaux (état apparié au point selle, effets pair-impair et structures fines dans les distributions de fragments) concouraient à décrire la dynamique de la transition point selle - point de scission comme un processus essentiellement superfluide. Dans le chapitre suivant je vais présenter les résultats d'une expérience récente, spécialement conçue pour en obtenir une confirmation définitive.

III - Expérience sur la fragmentation froide dans la fission des actinides pair-pair : en faveur d'une perte totale de la superfluidité.

L'idée de base de cette expérience est très simple : si on suppose une dynamique purement superfluide du point selle jusqu'à la scission, on n'observera que des fragmentations en deux noyaux N pair - Z pair ; dans l'hypothèse opposée d'une dynamique purement "visqueuse" on observera une distribution statistique de toutes les fragmentations énergétiquement possibles ; dans l'hypothèse intermédiaire la probabilité des événements superfluides pourra être évaluée à partir de la prépondérance des fragments pair-pair sur les autres modes de fragmentations. **Il s'agit donc d'étudier les propriétés de la distribution $P(A,Z)$ des fragments primaires.**

La mesure de $P(A,Z)$ n'est en général pas possible : en effet les fragments naissent excités (déformés) et on accède à la mesure de leur masse qu'après leur désexcitation donc après émission de neutrons. Là encore la nature s'est montrée généreuse pour le physicien puisqu'il existe dans la fission des actinides une fraction des événements (quelques pourcents) où les deux fragments naissent avec des énergies d'excitation inférieures à l'éner-

gie de liaison d'un neutron.

Pour ces événements-là, dits de "fragmentation froide", la loi de conservation du moment linéaire s'applique strictement : comme le recul du système fissionnant est nul (fission induite par neutrons lents), le rapport des masses est exactement égal au rapport inverse des énergies cinétiques. Pour séparer complètement deux masses adjacentes A et $(A + 1)$, la résolution en énergie sur les mesures d'énergie doit être meilleure que 400 keV pour des fragments de l'ordre de 100 MeV. Or les détecteurs à semi-conducteur n'ont pas, pour les ions lourds dans cette gamme d'énergie, une résolution meilleure que 1,5 MeV. Il se fait que récemment on a découvert que la résolution intrinsèque des chambres d'ionisation remplies avec un gaz léger (comme le CH_4) était surprenamment excellente de l'ordre de 100 keV¹⁴. Cette découverte tardive mérite quelques explications : en effet les détecteurs à gaz ont été les premiers utilisés en physique nucléaire, ils furent ensuite abandonnés au profit des détecteurs à semi-conducteur pour la raison qu'il faut 30 eV pour faire une paire d'ions et 3 eV pour faire une paire électron-trou, donc une résolution a priori trois fois meilleure pour les détecteurs à semi-conducteur. Ce point de vue s'est révélé faux pour les ions lourds pour des raisons que l'on comprend maintenant (chocs nucléaires pour les noyaux du réseau cristallin, défaut de collection dû à la trop grande densité d'ionisation).

La mesure de la charge nucléaire des fragments de fission par des méthodes physiques est un problème très difficile du fait que l'on a affaire à des ions lourds qui vont très lentement. Toutefois une méthode a été proposée récemment qui se fonde sur la mesure du parcours dans le gaz d'une chambre d'ionisation¹⁵ : il est en effet bien connu que pour des ions de masse et d'énergie cinétique déterminées, la longueur du parcours dans un milieu ralentisseur homogène ne dépend que de la charge nucléaire des ions.

En conséquence, G. SIMON, J. TROCHON et moi-même ont réalisé auprès du réacteur ORPHEE de Saclay une mesure de $P(A, Z)$ dans la région des fragmentations froides de U^{234} , U^{236} et Pu^{240} . Le schéma expérimental, représenté sur la fig. 8, consiste en deux chambres d'ionisation à grille de Frisch placées de part et d'autre d'un dépôt fissile. Pour chacun des deux fragments,

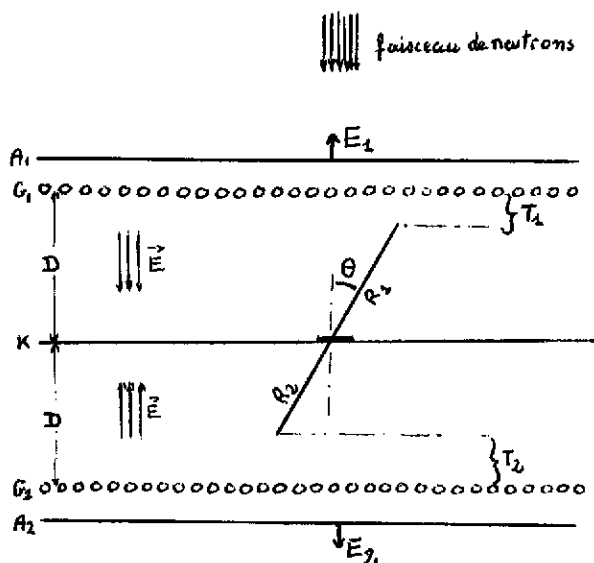


Fig. 8 - Schéma de la chambre d'ionisation.

deux paramètres étaient mesurés : la hauteur d'impulsion E d'anode (correspond à l'énergie cinétique du fragment) ; le temps T qui correspond au temps de migration jusqu'à la grille de Frisch des électrons créés en fin de parcours ; si V est la vitesse de migration des électrons dans le gaz, D la distance cathode-grille, R le parcours du fragment et θ la direction de la trace par rapport au champ de collection : $T = \frac{d - R \cos \theta}{V}$, le Temps est mesuré comme la différence de temps entre le début de l'impulsion d'anode (Start) et le début de l'impulsion de cathode (Stop).

L'expérience consiste donc en une mesure corrélée des quatre paramètres $E_1 - E_2 - T_1 - T_2$. La corrélation physique entre ces paramètres est liée à la conservation de la quantité de mouvement. Dans le cas des événements sans émission de neutrons, on a les relations évidentes suivantes :

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{E_2}{E_1} \qquad \frac{Z_1}{Z_2} = \frac{R_1}{R_2} = \frac{D/V - T_1}{D/V - T_2}$$

Dans la pratique cette corrélation est détériorée par l'inévitable perte d'énergie dans le dépôt fissile et son support. Puisque le but de l'expérience était la recherche de la meilleure résolution possible, nous avons été amenés :

- d'une part à fabriquer des cibles extrêmement minces - typiquement $3 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$ de matériaux fissile (UF^4 , PuO_2) sur $5 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$ de Carbone ;
- d'autre part à sélectionner, dans l'analyse des données, les événements émis dans un cône autour de 0° pour minimiser l'effet d'angle sur l'épaisseur de la cible. Cette "collimation" a posteriori est réalisée en n'acceptant que les faibles valeurs de T_1 et T_2 (voir Fig. 8).

Les performances de la chambre d'ionisation en ce qui concerne la résolution en masse et en charge ont fait l'objet d'une publication¹⁶. A titre d'exemple, la figure 9 montre une portion de la distribution $P(R_A, R_Z)$

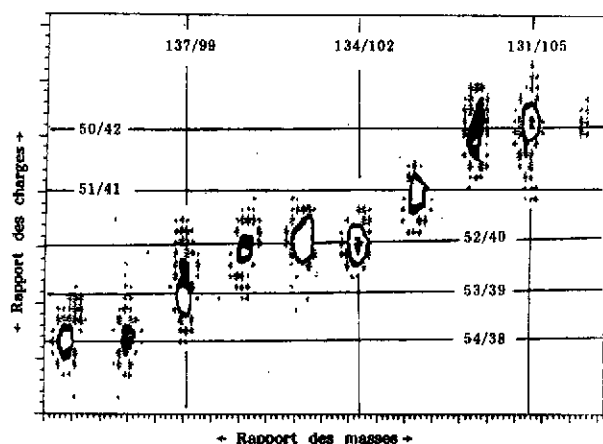


Fig. 9 - Portion de la distribution $P(R_A, R_Z)$ dans une fenêtre placée sur l'énergie cinétique du fragment léger.

dans une fenêtre placée sur l'énergie cinétique d'un des fragment, R_A étant le rapport des masses et R_Z le rapport des charges. Dans cette représentation, chaque fragmentation (R_A, R_Z) est signée par une accumulation d'événements aux points de croisement des lignes isotopiques ($R_Z = \text{cste}$) et isobariques ($R_A = \text{cste}$). On peut observer sur la figure la séparation totale des masses et l'identification claire des charges. Il est donc possible d'obtenir la distribution $P(A, Z, EK)$ où EK est la somme des énergies cinétiques ($E_1 + E_2$) des deux fragments dans toute la région "froide", (celle où les deux fragments sont si faiblement excités qu'ils ne peuvent émettre de neutrons).

L'analyse des résultats relatifs aux trois systèmes étudiés U^{234} , U^{235} et Pu^{240} est concordante et conduit aux conclusions suivantes :

- la région des fragmentations froides concerne la quasi totalité de la distribution des masses (régions symétrique et très asymétrique exceptées) ;
- les configurations de scission associées à ces fragmentations froides sont nécessairement constituées de deux fragments avec des déformations très proches (voire égales) à leur déformation dans l'état fondamental : donc des configurations de scission extrêmement compactes ;

- toutes les fragmentations énergétiquement possibles sont effectivement observées, indépendamment du fait qu'elles produisent des fragments primaires pair-pair, impair-pair, pair-impair, impair-impair. Ceci est illustré sur la fig. 10 où est montrée l'évolution de la distribution des fragmentations en fonction de l'énergie cinétique totale EK.

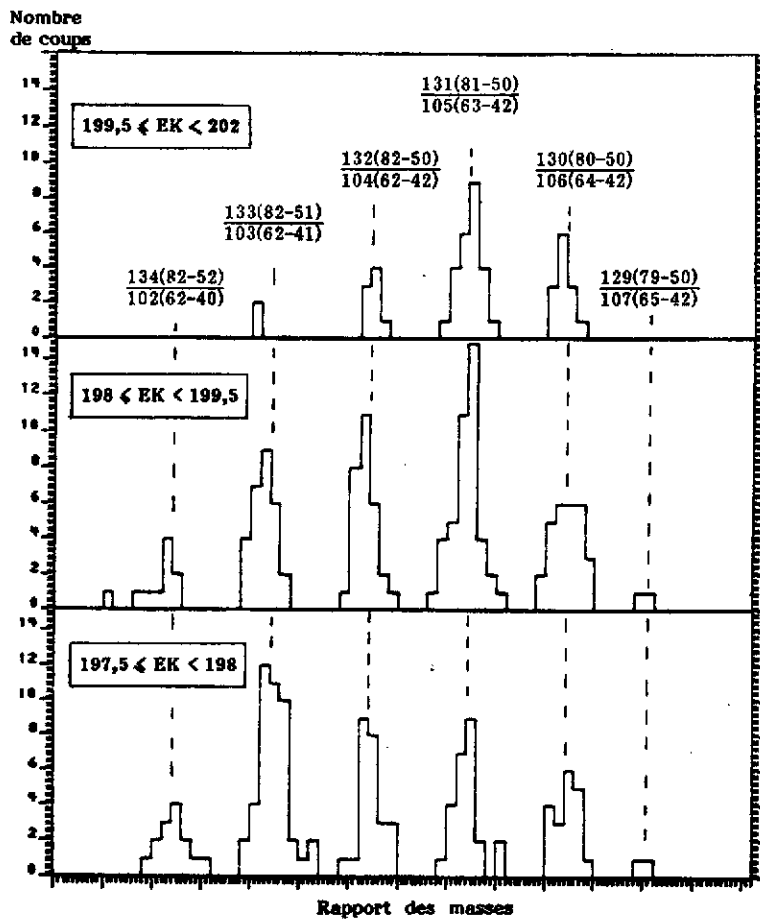


Fig. 10 - Distribution des fragmentations identifiées en A(N,Z).

(les fenêtres placées sur l'énergie cinétique totale EK sont exprimées en MeV)

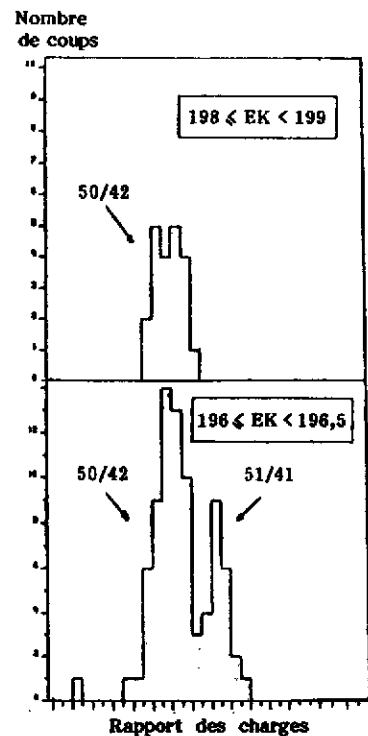


Fig. 11 - Distribution du rapport des charges pour le rapport des masses 132/104.

Comme on peut l'observer, les masses impaires sont non seulement présentes mais sont en compétition favorable avec les masses paires. De même des charges impaires sont observées ; il faut noter toutefois que 4 fragmentations en masses différentes contribuent au rapport de charges 50/42 alors qu'une seule contribue au rapport de charges 51/41 : c'est un résultat général qui reflète la distribution des valeurs de Q. En effet lorsque les fragmentations en Z impair-N impair sont énergétiquement possibles, elles sont effectivement observées comme le montre la figure 11 pour la fragmentation 132/104 : pour les plus grandes valeurs de EK un seul rapport de charges est observé (50/42) c'est celui qui donne la valeur Q maximum ; pour des valeurs légèrement plus faibles, le rapport de charges 51/41 entre en compétition.

On peut conclure qualitativement que tout se passe comme si nous avions affaire à une distribution statistique des différentes fragmentations. L'effet pair-impair observé antérieurement sur les distributions de charges des fragments et qui avait conduit à l'idée d'une certaine préservation de la superfluidité au cours du processus de fission serait en fait un résultat trivial : en effet pour produire des charges paires, 0 ou 1 paire brisée de neutrons est au minimum nécessaire selon que les masses seront paires ou impaires ; pour produire des charges impaires, 1 paire brisée de protons plus 0 ou 1 paire brisée de neutrons sont au minimum nécessaires selon que les masses sont impaires ou paires. Cette différence de l'ordre de 2 MeV sur l'énergie disponible se manifeste évidemment d'autant plus fortement que l'énergie disponible est plus faible.

CONCLUSION

L'observation dans la région des fragmentations froides de la production de tous les modes de fragmentation énergétiquement possibles montre que l'énergie disponible (bien que très faible) est essentiellement utilisée à briser des paires de nucléons. D'autre part ces fragmentations froides correspondent à des configurations de scission extrêmement compactes ; sur la surface d'énergie potentielle montrée dans la figure 4b elles correspondent à la transition A B c'est-à-dire une transition quantique à travers la barrière qui sépare la vallée de fission et la vallée de fusion. Comme la rupture d'une paire de nucléons est hautement improbable dans la traversée d'une barrière de potentiel, il faut donc admettre que ces ruptures de paires ont lieu au cours de la descente dans la vallée de fission. On peut alors proposer le scénario suivant : le système démarre au point dans un état superfluide, sa vitesse collective dans le mode d'élongation va donc croître très rapidement et dépasser la vitesse limite d'adiabaticité : le système s'échauffe et corrélativement sa vitesse d'élongation devient très faible. Lorsqu'un espace de phases s'ouvre dans la vallée de fusion, la probabilité de se désintégrer en deux fragments grandit au fur et à mesure que la barrière de potentiel qui sépare les deux vallées s'abaisse. La fission à basse énergie des noyaux pair-pair se révèle être, contrairement à ce qui est souvent écrit dans la littérature, un processus fortement dissipatif.

REFERENCES

1. L. Landau, Phys. Z. Soviet. **2** (1932) 46.
2. C. Zener, Proc. Roy. Soc. **A137** (1932) 696.
3. D.L. Hill and J.A. Wheeler, Phys. Rev. **89-5** (1953) 1102.
4. W. Nörenberg, Nucl. Phys. **A409** (1983) 191c.
5. J.-F. Berger, Thèse Orsay n° **3084** (1985) ;
J.-F. Berger, M. Girod and D. Gogny, Nucl. Phys. **A428** (1984) 23c.
6. V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. **A95** (1967) 420.
7. W.J. Swiatecki and B. Björnholm, Phys. Rep. **4-6** (1972) 325.
8. A. Bohr, Conférence Genève (1955) 911.
9. A. Michaudon, Advances in Nucl. Phys. **Vol.6** (1973) 1.
10. S. Amiel and H. Feldstein, Phys. Rev. **C11** (1975) 845.
11. W.N. Reisdorf et al., Nucl. Phys. **A205** (1973) 258.
12. H. Nifenecker et al., Symp. sur la fission - Jülich (1979) Vol. II.
13. H.G. Clerc et al., Nucl. Phys. **A452** (1986) 277.
14. P. Oed et al., Nucl. Instr. Meth. **205** (1983) 455.
15. P. Oed et al., Nucl. Instr. Meth. **205** (1983) 451.
16. C. Signarbieux et al., J. Phys. Lettres **46** (1985) 1095.